

## ПОТЕНЦИАЛ ДЕФОРМАЦИИ В ОБЛАСТИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

В. Е. МАРШАЛКИН, Л. В. ЗАКРЕВСКАЯ

(Представлена научным семинаром научно-исследовательского института ядерной физики)

Известно, что тяжелые ядра ( $A > 220$ ) обладают стабильной деформацией в основном состоянии. Это объясняется деформирующим действием нуклонов незаполненной оболочки, из-за которого система имеет наименьшую внутреннюю энергию (деформационный потенциал) в форме, отличной от сферической. Так же известно существенное влияние нечетного нуклона на поведение внутренней энергии системы [1, 2] при больших деформациях. Эти два факта играют важную роль в построении потенциального барьера деления атомных ядер. В настоящей работе исследовано влияние внутренней структуры системы на ее деформируемость и оценено влияние нечетного нуклона на барьер деления, как результат проявления квантово-механических свойств системы.

Считается [3], что изменение внутренней энергии нуклонов (энергии ядерного взаимодействия) в процессе деформации определяется достаточно хорошо изменением суммы одночастичных энергий. Без учета кулоновского взаимодействия это изменение имеет вид:

$$U(z_0) = \sum_{i=1}^A E_i(z_0), \quad (1)$$

где  $z_0$  — параметр деформации.

Расчет одночастичного спектра при деформациях вплоть до разделения осколков выполнен ранее [4]. Однако точность вычислений была недостаточна для количественных расчетов влияния внутренней структуры на характеристики делящейся системы. Поэтому расчет энергетического спектра был уточнен на машине „Минск-1“. В обозначениях указанной работы квантовые числа  $n_z$ , характеризующие движения нуклонов вдоль оси  $z$ , приведены в табл. 1. Собственные энергии нуклонов считались по формуле:

$$E_{n_z, n_\perp, \Omega, \Sigma}(z_0) = \hbar \omega(z_0) \left[ n_z + n_\perp + \frac{3}{2} + (-0,1) \Lambda \Sigma + \right. \\ \left. + (-0,05) \cdot \mu \cdot (\Lambda^2 + 2n_z n_\perp + 2n_z + n_\perp) \right], \quad (2)$$

где  $n_z$ ,  $n_\perp$  — осцилляторные квантовые числа для колебаний вдоль оси  $z$  и в плоскости, ей перпендикулярной соответственно,

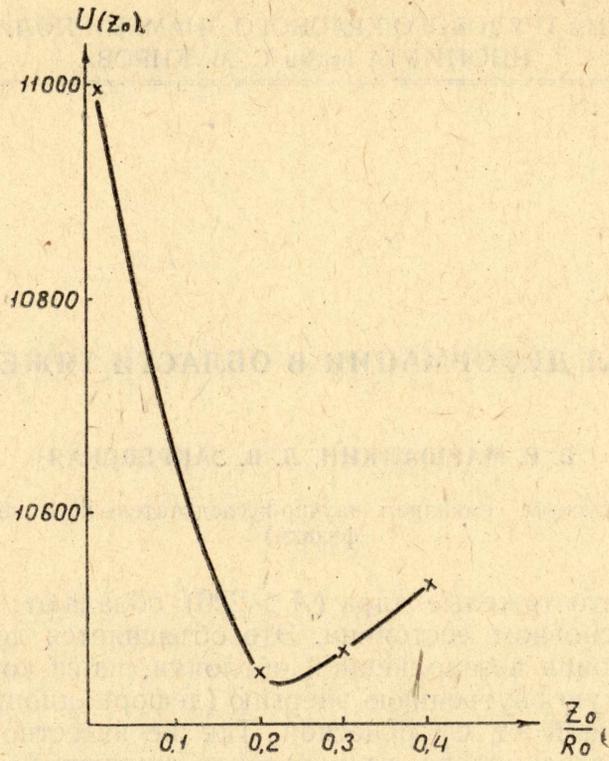


Рис. 1. Зависимость внутренней энергии нуклонов от деформации ядра

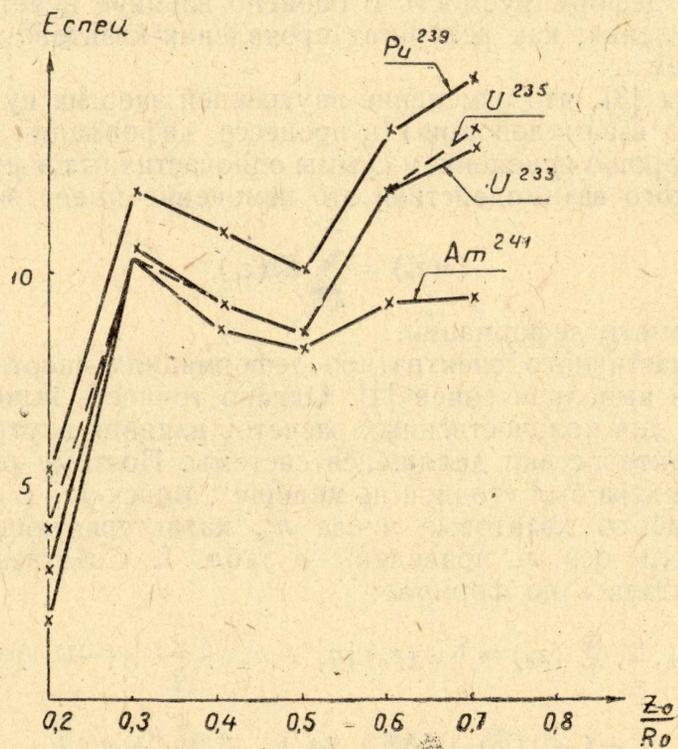


Рис. 2. Поведение специфической энергии делящейся системы

$\Omega$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  — проекции полного момента, орбитального момента и спина частицы на ось симметрии ядра.

Таблица 1

| Дефор. | Квантовые числа движений нуклонов вдоль оси симметрии |        |        |        |        |        |        |        |        |        |        |        |        |
|--------|---|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
|        | 0   | 1      | 2      | 3      | 4      | 5      | 6      |        |        |        |        |        |        |
| 0.20   | -0.2043   | 0.3341 | 1.1209 | 1.8791 | 2.7135 | 3.5367 | 4.3961 | 5.2499 |        |        |        |        |        |
| 0.30   | -0.1501   | 0.1413 | 0.8827 | 1.4881 | 2.2501 | 2.9703 | 3.7601 | 4.5337 | 5.3461 |        |        |        |        |
| 0.40   | -0.0625   | 0.0465 | 0.8197 | 1.2221 | 1.9369 | 2.5347 | 3.2633 | 3.9469 | 4.6989 | 5.4287 |        |        |        |
| 0.50   |   | 0.0000 | 0.9019 | 1.0749 | 1.8225 | 2.2390 | 2.9351 | 3.5041 | 4.2059 | 4.8511 | 5.5705 |        |        |
| 0.60   |   | 0.0000 | 0.9775 | 1.0167 | 1.8983 | 2.0769 | 2.8251 | 3.2125 | 3.8988 | 4.4291 | 5.1099 | 5.7153 |        |
| 0.70   |   | 0      | 0.9973 | 1.0023 | 1.9787 | 2.0159 | 2.9141 | 3.0627 | 3.8341 | 4.1701 | 4.8567 | 5.3393 | 5.9900 |

По описанной схеме был проведен расчет  $U(z_0)$  для ядра  ${}_{92}U^{238}$  при  $z_0 = 0; 0,2; 0,3; 0,4$ . При этом при каждой деформации четное число однотипных нуклонов из-за нерадиационных переходов [5] занимало самые низкие уровни в соответствии с принципом Паули. На рис. 1 четко проявляется минимум внутренней энергии для  ${}_{92}U^{238}$  при  $0,2 < z_0 < 0,3$ .

Следует отметить, что расчет производился при  $\hbar\omega_0 = \frac{54}{A^{1/2}}$  Мэв. Так

же ясно, что вследствие учета кулоновского взаимодействия минимум несколько сместится вправо. Связь между параметром эллипсоидальной деформации и параметром  $z_0$ , использованным нами, находится из соотношения:

$$\alpha_2 = \frac{2}{R_0} \sqrt{\frac{5}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} [z_0 \cdot \cos \Theta + \sqrt{z_0^2 \cos^2 \Theta + (R_1^2 - z_0^2)}] \cdot \frac{1}{4} (3 \cos 2\Theta + 1) \sin \Theta d\Theta, \quad (3)$$

где  $R_1$  — радиус выделяющегося осколка.

При расчетах необходимо учитывать влияние изменения  $\hbar\omega_0 = \frac{C}{A^{1/2}}$  (из-за выбора постоянной  $C$  или массового числа) на поведение внутренней энергии и соответственно стабильной деформации. Если  $\frac{\omega_0}{\omega_0^1} = \gamma$ ,

то  $E' = \gamma E$ , а  $z_0' = \sqrt{\gamma} z_0$ .

Результаты расчетов внутренней энергии других ядер ( $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $Am^{241}$ ,  $Pu^{239}$ ) указывают на сдвиг стабильной деформации, находящейся в качественном согласии с экспериментальными значениями.

Положение существенно усложняется, если мы имеем ядро с нечетным массовым числом. В этом случае переход последнего нечетного нуклона на более низкие уровни в процессе деформации затруднен вследствие закона сохранения проекции момента количества движения системы. Поэтому в случае нечетного ядра в потенциал деформации входит „специфичная“ энергия [1], определяемая разностью энергии фиксированного состояния  $\Omega$  и наиболее низкого состояния  $\Omega'$

при разных деформациях. Эту величину можно рассматривать как меру того, насколько барьер деления нечетных ядер повышает этот же барьер у соседних четно-четных ядер. На рис. 2 показано поведение специфической энергии для ядер  $U^{235}$ ,  $U^{233}$ ,  $Pu^{239}$  и  $Am^{241}$ . Специфическая энергия при стабильной деформации по определению обращается в нуль. На рис. 2 специфическая энергия каждого из ядер указана с точностью до слагаемого, не зависящего от деформации (не учтено кулоновское взаимодействие, и минимум внутренней энергии определяется со сравнительно большой ошибкой).

Расчеты позволяют лишь сказать, что стабильная деформация ядра  $U^{235}$  больше, чем у  $U^{233}$ , а у  $Pu^{239}$  больше, чем у  $Am^{241}$ . Следовательно, специфическая энергия  $U^{235}$  несколько меньше специфической энергии  $U^{233}$ , но специфическая энергия  $Pu^{239}$  больше, чем у  $Am^{241}$ . Эти выводы полностью согласуются с периодами полураспада посредством спонтанного деления [6]. Из рис. 2 видно, что специфическая энергия мало увеличивает высоту барьера, но существенно изменяет ширину.

Проведенный анализ позволяет сказать, что исследование внутренней структуры делящейся системы позволяет понять существенные особенности процесса деления атомных ядер.

В заключение мы выражаем глубокую благодарность П. А. Черданцеву за полезные советы и обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Уиллер. Деление и устойчивость ядер. Сб. ст. «Нильс Бор и развитие физики», под редакцией В. Паули, ИИЛ, 1958.
2. S. A. E. Johansson, Nucl., Phys., 12, 449, North-Holland Publishing, Co., Amsterdam, 1959.
3. Стивен Мошковский. Модели ядра. Сб. ст. Строение атомного ядра, под редакцией А. С. Давыдова, ИИЛ, 1958.
4. П. А. Черданцев, В. Е. Маршалкин. Изв. вузов СССР, Физика, № 3, Изд. ТГУ, 1966.
5. П. А. Черданцев, В. Е. Маршалкин. Доклад «Нерadiационные переходы нуклонов в процессе деления атомных ядер» на XVI ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре ядра в г. Москве, 1966.
6. А. Краут. Достижения физики деления ядер. Сб. ст. Физика деления ядер, под редакцией В. С. Ставинского. Госатомиздат, 1963.